

Таблица 7.1. Поглощательная способность различных естественных покровов (по В. Л. Гаевскому)

Поверхность	$\delta$
Песок мелкозернистый:	
сухой	0,949
хорошо увлажненный	0,962
Супесчаная почва:	
сухая	0,954
хорошо увлажненная	0,968
Торф:	
сухой	0,970
хорошо увлажненный	0,983
Зеленая трава:	
густая	0,986
редкая на влажной супесчаной почве	0,975
Хвойные иглы	0,971
Снег:	
свежевыпавший	0,986
загрязненный	0,969
Водная поверхность:	
гладкая	0,893
при волнении 4—5 баллов	0,910

Из этих данных следует, что  $B_0$  имеет тот же порядок величины, что и  $I'$  (см. табл. 6.6). Подчеркнем, что поток излучения земной поверхности зависит от ее температуры, с увеличением которой он растет. Этот поток наблюдается днем и ночью и непосредственно не зависит от того, каков поток солнечной радиации.

## 2 Излучение атмосферы

Излучение атмосферы носит более сложный характер, чем излучение земной поверхности. Во-первых, по закону Кирхгофа энергию излучают лишь те газы, которые ее поглощают: водяной пар, углекислый газ и озон. Во-вторых, излучение (как и поглощение) каждого из этих газов носит сложный избирательный (селективный) характер.

Кроме основных, поглощающих инфракрасную радиацию газов ( $H_2O$ ,  $CO_2$  и  $O_3$ ), в атмосфере содержится ряд других газов, имеющих полосы поглощения в инфракрасной области. Это всевозможные окислы азота ( $NO$ ,  $N_2O$ ,  $N_2O_4$ ,  $N_2O_5$ ), ряд углеводородных соединений ( $C_2H_4$ ,  $CH_4$ ) и др. Однако ввиду ничтожного содержания

этих газов в атмосфере поглощение и излучение ими длинноволновой радиации практического значения не имеют.

Наиболее широкими и интенсивными полосами поглощения в инфракрасной области спектра обладает водяной пар. Значения массового показателя поглощения радиации  $\alpha_\lambda$  водяным паром в различных спектральных интервалах длин волн приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2. Массовый показатель поглощения радиации  $\alpha_\lambda$  водяным паром и энергетическая яркость черного тела  $E_\lambda$  при  $T = 290 \text{ K}$

$\lambda$ мкм	$\alpha_\lambda$ см <sup>2</sup> /г	$10^2 E_\lambda$ Вт/(м <sup>2</sup> ·ср)	$\lambda$ мкм	$\alpha_\lambda$ см <sup>2</sup> /г	$10^2 E_\lambda$ Вт/(м <sup>2</sup> ·ср)
5,0—5,5	40	16	19—20	43	396
5,5—6,0	198	131	20—21	23	350
6,0—6,5	98	200	21—22	58	318
6,5—7,0	156	244	22—23	64	285
7,0—7,5	46	306	23—24	75	254
7,5—8,0	12,8	350	24—25	80	223
8,0—8,5	3,4	398	25—26	53	202
8,5—9,0	0,10	408	26—27	93	179
9,0—12,0	0,10	2708	27—28	116	162
12—13	0,25	803	28—29	136	145
13—14	0,84	759	29—30	152	133
14—15	1,30	690	30—31	179	119
15—16	1,65	593	31—32	179	109
16—17	4,40	557	32—33	179	99
17—18	17,2	500	33—34	198	89
18—19	14,0	442	34—35	110	81

Из табл. 7.2 следует, что наиболее сильные полосы поглощения водяного пара приходятся на спектральные интервалы 5,5—7,0 мкм и более 17 мкм. В интервале 8,5—12 мкм водяной пар практически прозрачен для инфракрасной радиации (здесь показатель поглощения всего лишь около 0,1 см<sup>2</sup>/г). По этой причине данный участок спектра называют *окном прозрачности атмосферы* или *атмосферным окном*.

Кроме водяного пара, играющего преобладающую роль в поглощении инфракрасного излучения в атмосфере, определенное влияние на потоки радиации оказывают углекислый газ и озон. Приведем значения объемного коэффициента поглощения углекислого газа  $\alpha_\lambda \rho$  ( $\rho$  — плотность воздуха при нормальных температуре и давлении):

$\lambda$ мкм . . . . .	2,6—2,8	4,10—4,45	9,1—10,9	12,9—17,1
$\alpha_\lambda \rho$ м <sup>-1</sup> . . . . .	0,025	0,33	$2 \cdot 10^{-5}$	0,083

Как показывают эти данные, в области атмосферного окна углекислый газ также очень слабо поглощает радиацию. Наиболее

важное значение имеет полоса поглощения 12,9—17,1 мкм, где энергия излучения Земли все еще велика (см. табл. 7.2).

Озон имеет несколько полос поглощения в инфракрасной области. Однако практический интерес представляет полоса озона, центр которой приходится на длину волны 9,65 мкм, так как она расположена в области атмосферного окна. Все другие полосы поглощения озона перекрываются полосами поглощения водяного пара и углекислого газа.

Функция пропускания для интегрального потока длинноволновой радиации, учитывающая поглощение водяным паром и углекислым газом, может быть представлена (аппроксимирована) в следующем виде:

$$P(Q_p, Q_{CO_2}) = P_1(Q_p) + P_2(Q_p)P_3(Q_{CO_2}), \quad (1.2)$$

где  $Q_p$  — содержание (масса) водяного пара в столбе единичного сечения, на выходе из которого рассчитывается функция пропускания;  $Q_{CO_2}$  — содержание (масса) углекислого газа в том же столбе;  $P_1, P_2, P_3$  — функции, имеющие следующий (экспоненциальный) вид:

$$P(Q_p) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(-\beta_i Q_p). \quad (1.3)$$

Вошедшие сюда постоянные  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  принимают следующие значения (если  $Q_p$  и  $Q_{CO_2}$  — в кг/м<sup>2</sup>):

Функция пропускания	$P_1(Q_p < 10)$	$P_1(Q_p = 10 \div 100)$	$P_2$	$P_3$
$\alpha_1$ . . . . .	0,19	0,19	0,05	0,32
$\alpha_2$ . . . . .	0,21	0,26	0,19	0,40
$\alpha_3$ . . . . .	0,35	0,29	—	0,28
$\beta_1$ . . . . .	47	43	0,29	0,056
$\beta_2$ . . . . .	1,1	1,0	0,023	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$\beta_3$ . . . . .	0,03	0,015	—	$1,5 \cdot 10^{-5}$

Определенная с помощью соотношений (1.2) и (1.3) функция пропускания удовлетворительно согласуется с опытными данными (относительная погрешность не превышает 2—3 %).

Функции пропускания атмосферы для потока, излученного земной поверхностью, в случаях, если учитывать поглощение только водяным паром ( $P_p$ ) и если, кроме того, учитывать поглощение углекислым газом и озоном ( $P'_p$ ), при различном содержании водяного пара принимают следующие значения:

$Q_p$ кг/м <sup>2</sup> . . . . .	10	20	50
$P_p$ . . . . .	0,599	0,333	0,237
$P'_p$ . . . . .	0,348	0,227	0,168

Из приведенных данных видно, что при учете поглощения углекислым газом и озоном функция пропускания атмосферы существенно уменьшается.

Таким образом, через безоблачную атмосферу проходит от 17 до 35 % инфракрасной радиации, испускаемой земной поверхностью.

Особенно большое влияние на поглощение инфракрасной радиации оказывает облачность. Для различных форм облаков массовые коэффициенты поглощения этой радиации каплями воды колеблются от 500 до 2000 см<sup>2</sup>/г (ср. с водяным паром — табл. 7.2).

Функция пропускания инфракрасной радиации облаками  $P$  зависит от массы капель воды  $Q_6$ , содержащейся в вертикальном столбе единичного сечения (водозапаса облака):

$Q_6$ кг/м <sup>2</sup> . . . . .	0,01	0,03	0,07
$P$ . . . . .	0,144	0,013	0,0004

Таким образом, уже при  $Q_6$ , превышающем 0,03 кг/м<sup>2</sup> (а реальные значения водозапаса облаков, как правило, превосходят их — см. главу 17), облако практически полностью поглощает инфракрасную радиацию (функция пропускания радиации атмосферой с учетом поглощения водяным паром, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> и облаком при  $Q_6 \approx 0,07$  кг/м<sup>2</sup> имеет порядок 10<sup>-8</sup>).

Благодаря сильному поглощению длинноволновой радиации водяным паром, углекислым газом и, особенно, облаками большая часть излучения земной поверхности поглощается атмосферой, в то время как солнечную радиацию атмосфера в значительной степени пропускает. В целом атмосфера оказывает сильное тепляющее воздействие на земную поверхность.

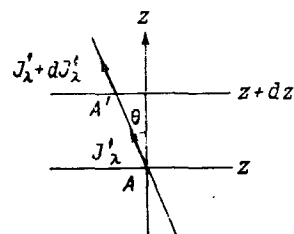
Вопрос об излучении атмосферы и изменении температурного режима атмосферы под влиянием потоков радиации неоднократно подвергался теоретическому рассмотрению. Однако до настоящего времени теоретический расчет излучения атмосферы встречает значительные трудности.

**Уравнения переноса инфракрасной радиации в атмосфере.** Получим дифференциальные уравнения для потока монохроматической радиации, с помощью которых описывается процесс переноса ее в атмосфере. Строгий вывод этих уравнений с учетом всех факторов, влияющих на ослабление радиации в атмосфере (в частности, рассеяния), дан Е. С. Кузнецовым. Ограничимся здесь выводом приближенных уравнений переноса инфракрасной радиации.

В основе приводимых ниже рассуждений лежит введенное в гл. 5 понятие *энергетической яркости*. Это понятие родственно понятию потока излучения, однако отличается от последнего тем, что энергетическая яркость характеризует количество лучистой энергии, распространяющейся в единичном телесном угле (1 ср) за единицу времени и через единичную площадку, перпендикуляр-

ную лучам. Единицами энергетической яркости служат: Вт/(м<sup>2</sup>×sr) — для монохроматической радиации ( $I_\lambda$ ) и Вт/(м<sup>2</sup>·sr) — для интегральной ( $J$ ). В общем случае энергетическая яркость зависит от направления распространения лучей. В том частном случае, когда она по всем направлениям одинакова, поле излучения называют *изотропным*. В последнем случае между потоком  $I$  и яркостью  $J$  существует простая связь:  $I_\lambda = \pi J_\lambda$ ;  $I = \pi J$ .

Пусть в направлении, составляющем с вертикалью угол  $\theta$ , распространяется пучок монохроматических лучей (рис. 7.1). Обозначим через  $J_\lambda^\downarrow$  и  $J_\lambda^\uparrow$  энергетическую яркость излучения, поступающего в точку  $A$  из верхней и нижней полушеры соответственно. Если в точке  $A$  яркость  $J_\lambda^\uparrow$ , то яркость излучения, прошедшего слой атмосферы толщиной  $dz$ , изменится на  $dJ_\lambda^\uparrow$ . Изменение яркости излучения происходит под влиянием следующих процессов:



а) поглощения лучистой энергии, которое может быть записано в виде

$$- \alpha_\lambda J_\lambda^\uparrow \rho_n dl, \quad (2.1)$$

Рис. 7.1. К выводу уравнений переноса инфракрасной радиации.

где  $dl$  — расстояние  $AA'$ , которое проходит луч внутри элементарного слоя;  $\rho_n$  — плотность поглощающих газов;  $\alpha_\lambda$  — массовый показатель поглощения;

б) излучения элементарного слоя

$$\alpha_\lambda E_\lambda \rho_n dl, \quad (2.2)$$

где  $E_\lambda$  — яркость излучения черного тела (это выражение записано на основе закона Кирхгофа);

в) рассеяния лучистой энергии; Этот процесс, с одной стороны, приводит к ослаблению яркости, а с другой — к увеличению ее вследствие того, что в направлении  $AA'$  распространяется часть энергии, рассеянной другими объемами.

Рассеяние лучистой энергии играет определяющую роль, и его необходимо учитывать при изучении коротковолновой (солнечной) радиации. Ослабление инфракрасной радиации при отсутствии облачности вследствие рассеяния мало по сравнению с поглощением и может не приниматься во внимание при построении приближенной теории. Разность энергетических яркостей в точках  $A'$  и  $A$

$$(J_\lambda^\downarrow + dJ_\lambda^\downarrow) - J_\lambda^\uparrow = dJ_\lambda^\uparrow$$

должна равняться сумме выражений (2.1) и (2.2), т. е.

$$dJ_\lambda^\uparrow = (-\alpha_\lambda J_\lambda^\uparrow + \alpha_\lambda E_\lambda) \rho_n dl. \quad (2.3)$$

Учитывая, что  $dl = dz/\cos \theta$ , можем уравнение (2.3) переписать в виде

$$\cos \theta \frac{\partial J_{\lambda}^{\uparrow}}{\partial z} = \alpha_{\lambda} \rho_{\text{п}} (E_{\lambda} - J_{\lambda}^{\uparrow}). \quad (2.4)$$

Аналогичные рассуждения приводят к уравнению для  $J_{\lambda}^{\downarrow}$ :

$$\cos \theta \frac{\partial J_{\lambda}^{\downarrow}}{\partial z} = \alpha_{\lambda} \rho_{\text{п}} (J_{\lambda}^{\downarrow} - E_{\lambda}). \quad (2.5)$$

Дифференциальные уравнения (2.4) и (2.5) являются *уравнениями переноса длинноволновой (тепловой) радиации*.

Для того чтобы получить уравнения для восходящего ( $U_{\lambda}$ ) и нисходящего ( $G_{\lambda}$ ) монохроматических потоков длинноволновой радиации, необходимо выполнить интегрирование уравнений (2.4) и (2.5) по углу  $\theta$  (от 0 до  $\pi/2$ ) и по азимуту  $\psi$  (от 0 до  $2\pi$ ).

Детальный анализ получаемых при этом соотношений приводит к заключению, что дифференциальные уравнения для  $U_{\lambda}$  и  $G_{\lambda}$  имеют вид:

$$\frac{\partial U_{\lambda}}{\partial z} = \beta \alpha_{\lambda} \rho_{\text{п}} (B_{\lambda} - U_{\lambda}), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial G_{\lambda}}{\partial z} = \beta \alpha_{\lambda} \rho_{\text{п}} (G_{\lambda} - B_{\lambda}), \quad (2.7)$$

где  $B_{\lambda} = B(\lambda, T)$  — функция Планка,  $\beta \approx 1,66$  — числовой коэффициент (отражающий влияние интегрирования по  $\theta$ ). Уравнения для потоков инфракрасной радиации имеют, следовательно, такой же вид, как и для яркости излучения в вертикальном направлении ( $\theta = 0$ ), с тем, однако, отличием, что коэффициент поглощения должен быть увеличен в 1,66 раза. Потоки  $U_{\lambda}$  и  $G_{\lambda}$ , кроме уравнений (2.6) и (2.7), удовлетворяют граничным условиям:

$$G_{\lambda} \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty,$$

$$U_{\lambda} = \delta B_{\lambda} + (1 - \delta) G_{\lambda} \text{ при } z = 0.$$

Первое из этих условий означает, что на достаточно большой высоте нисходящий поток длинноволновой радиации отсутствует; второе — что поток на земле складывается из собственного излучения  $\delta B_{\lambda}$  и отраженной от земной поверхности части нисходящего потока, т. е.  $(1 - \delta) G_{\lambda}$ .

Если температура  $T$  и плотность поглощающих газов  $\rho_{\text{п}}$  на всех высотах известны (например, измерены), то можно построить решение уравнений (2.6) и (2.7) при этих граничных условиях. Од-

нако практический интерес представляют интегральные потоки радиации

$$U = \int_{(\lambda)} U_{\lambda} d\lambda, \quad G = \int_{(\lambda)} G_{\lambda} d\lambda;$$

здесь интегрирование проводится по всем длинам волн, для которых  $U_{\lambda}$  и  $G_{\lambda}$  непренебрежимо малы.

Исследованиями В. А. Амбарцумяна, К. Я. Кондратьева и др. установлено, что весь сложный спектр поглощения радиации достаточно разбить на несколько участков, в каждом из которых коэффициент поглощения можно считать постоянной величиной. Такая схематизация позволяет существенно упростить задачу и в то же время обеспечивает удовлетворительные по точности результаты.

**Потоки и притоки инфракрасной радиации в атмосфере.** На практике расчет интегральных потоков  $U$  и  $G$ , а также *эффективного потока*  $\Phi = U - G$  осуществляется с помощью так называемых *радиационных диаграмм*, в основе которых лежат решения дифференциальных уравнений для интегральных потоков  $U$  и  $G$ . Первые радиационные диаграммы построены в 1940 г. А. А. Дмитриевым.

Расчет потоков  $U$ ,  $G$  и  $\Phi$  выполняется по данным зондирования атмосферы, при котором получено распределение температуры и абсолютной влажности по высоте. Анализ результатов таких расчетов показал, что восходящий ( $U$ ) и нисходящий ( $G$ ) потоки убывают с высотой, быстрее в тропосфере и медленнее в стратосфере. Эффективный поток  $\Phi$ , вследствие того, что  $U$  убывает с высотой медленнее, чем  $G$ , растет с увеличением высоты.

Наиболее полные данные о радиационных потоках получены с помощью актиметрических радиозондов (АРЗ). Данные, полученные с помощью АРЗ в 1963—1967 гг., обобщены и проанализированы В. И. Шляховым, Н. А. Зайцевой и Г. Н. Костяным (общее число выпусков АРЗ за эти годы составило 3786). Вертикальные профили средних значений восходящего ( $U$ ), нисходящего ( $G$ ) и эффективного ( $\Phi$ ) потоков длинноволновой радиации в разных пунктах подобны друг другу. Сведения о восходящем потоке на различных высотах приведены в табл. 7.3.

Среднее по всем пунктам значение  $U$  составляет у земли  $0,343$  кВт/м<sup>2</sup> и колеблется от  $0,391$  до  $0,307$  кВт/м<sup>2</sup>, т. е. отличается примерно на  $\pm 10\%$  от среднего значения. В тропосфере до уровня  $200$  гПа восходящий поток в среднем на всех станциях убывает с высотой. Среднее по всем пунктам значение  $U$  на уровне  $200$  гПа равно  $0,187$  кВт/м<sup>2</sup> при колебаниях от  $0,171$  до  $0,197$  кВт/м<sup>2</sup> в разных пунктах ( $5$ — $8\%$  среднего значения). В стратосфере поток  $U$  изменяется незначительно: от  $0,175$  до  $0,195$  кВт/м<sup>2</sup>, при этом выше  $100$  гПа он медленно увеличивается с высотой.

Таблица 7.3. Средние (за 1963—1967 гг.) значения восходящего потока  $U$  ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ) на разных высотах в пунктах с наибольшим числом наблюдений

Пункт	Земля	Давление, гПа											
		850	700	600	500	400	300	250	200	150	100	70	50
Минск	338	334	312	292	269	243	213	197	182	177	179	182	184
Ростов-на-Дону	368	362	332	309	284	256	224	206	191	184	184	186	190
Свердловск	314	316	300	283	262	239	209	194	182	179	181	181	182
Владивосток	327	325	307	291	271	246	218	203	191	183	180	179	181
Киев	352	346	320	297	274	246	216	200	184	178	177	179	182

Нисходящий поток  $G$  также убывает с высотой: среднее по всем пунктам значение  $G$  у земли составляет  $0,327 \text{ кВт}/\text{м}^2$  при колебаниях от  $0,363$  до  $0,288 \text{ кВт}/\text{м}^2$ . На уровне  $200 \text{ гПа}$  поток  $G$  равен  $0,084 \text{ кВт}/\text{м}^2$  при колебаниях от  $0,079$  до  $0,091 \text{ кВт}/\text{м}^2$ . В стратосфере нисходящий поток изменяется с высотой незначительно: от  $0,056$  до  $0,063 \text{ кВт}/\text{м}^2$ .

Осредненные по всем пунктам и годам потоки тепловой радиации наиболее тесно связаны с осредненной температурой  $T$  на том уровне, на котором измерен поток. Статистический анализ позволил получить следующие соотношения:

а) слой  $1000\text{—}300 \text{ гПа}$

$$U = (2,650 - 0,360x - 0,061x^2) \sigma T^4,$$

$$G = (0,158 + 0,260x) \sigma T^4;$$

б) слой  $300\text{—}150 \text{ гПа}$

$$U = (0,675 + 0,333x) \sigma T^4,$$

$$G = (-0,350 + 0,380x + 0,003x^2) \sigma T^4;$$

в) слой  $150\text{—}10 \text{ гПа}$

$$U = (0,620 + 0,932x - 0,265x^2) \sigma T^4,$$

$$G = (0,150 + 0,200x) \sigma T^4.$$

Здесь  $x = \lg p$  ( $p$  — давление воздуха (гПа) на уровне, для которого рассчитывается поток).

Среднее значение эффективного потока  $\Phi$  у земли равно  $0,018 \text{ кВт}/\text{м}^2$  при колебаниях в отдельных пунктах от  $-100$  до  $55\%$  среднего значения. На уровне  $200 \text{ гПа}$  поток  $\Phi$  достигает  $0,102 \text{ кВт}/\text{м}^2$  при колебаниях около  $\pm 10\%$ . В стратосфере  $\Phi$  возрастает до  $0,140 \text{ кВт}/\text{м}^2$  при колебаниях  $\pm 10\%$ . Среднее квадратическое отклонение  $\sigma_\Phi$ , отнесенное к среднему значению, до уровня  $800 \text{ гПа}$  составляет  $100\%$ , выше оно уменьшается: до  $30\text{—}35\%$  в тропосфере и до  $20\text{—}22\%$  в стратосфере.



Большой интерес представляют данные о вертикальных градиентах восходящего ( $-\partial U/\partial z$ ), нисходящего ( $-\partial G/\partial z$ ) и эффективного ( $-\partial \Phi/\partial z$ ) потоков. В табл. 7.4 приведены сведения об этих величинах по наблюдениям во Владивостоке и Киеве. С градиентом  $\Phi$ , как было показано в главе 4, однозначно связано изменение температуры воздуха во времени под влиянием радиационного притока:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

Из табл. 7.4 следует, что длинноволновое излучение во всех слоях в среднем приводит к охлаждению воздуха. Скорость охлаждения в тропосфере составляет 0,7—1 °С/сут.

Таблица 7.4. Вертикальные градиенты потоков длинноволновой радиации (кВт/м<sup>2</sup> на 1 км)

Слой, гПа	$-dU/dz$		$-dG/dz$		$-d\Phi/dz$	
	Владивосток	Киев	Владивосток	Киев	Владивосток	Киев
1000—800	0,005	0,009	0,017	0,028	-0,012	-0,017
800—500	0,014	0,018	0,023	0,028	-0,009	-0,009
500—200	0,013	0,015	0,017	0,018	-0,004	-0,003
200—70	0,001	0,001	0,003	0,001	-0,001	-0,002
70—15	-0,0007	-0,0007	0,0007	0,001	-0,003	-0,003

### 3 Полуэмпирические формулы для излучения атмосферы и эффективного излучения земной поверхности

Земная поверхность, поглощая коротковолновую радиацию, одновременно теряет энергию путем длинноволнового излучения. Значительная часть излучения земной поверхности поглощается атмосферой. Атмосфера в свою очередь излучает длинноволновую радиацию, часть которой, направленная к земной поверхности, называется *встречным излучением* или *противоизлучением* атмосферы.

Поток встречного излучения атмосферы  $B_A$  представляет собой количество длинноволновой радиации, поступающей от атмосферы в единицу времени на единичную площадь земной поверхности. Поскольку земная поверхность не является абсолютно черным телом, то она поглощает часть поступившего потока, равную  $\delta B_A$ .

Разность между собственным излучением земной поверхности  $B_0$  и поглощенной ею частью встречного излучения атмосферы называют *эффективным излучением земной поверхности*.